

名古屋工業大学 正員 浅田 耕司
 同上 正員 石田 昭
 同上 正員 喜岡 渉
 同上 学生員 神谷 紀志

1. 諸言 進行波の実験を固定床上で行なうと底面上の塵がすべて下流端に集まるのに対し、移動床上では水路の何ヶ所かに集まって停留するのが見られる。このことは、固定床では底面上の層流境界層の発達を仮定した Longue + Higgins の質量輸送理論が成り立つのに対し、移動床では "slip" があるために粘性効果が少ないことを示している。本研究は、移動床上の質量輸送速度として非線型効果を計算することによって、質量輸送速度が場所的に変化する原因を解明するものである。

2. 非線型浅水波の質量輸送速度 浅水領域に進入する波のエネルギーは near-resonance のために 2 倍周波数を持つ自由波に流れ、必然的に非定形波となる。ここで浜田の二次干渉理論を用いた非線型浅水波の質量輸送速度を誘導する。浜田の理論によれば 2 つの自由波 $a_1 \cos(k_1 x - \omega_1 t)$, $a_2 \cos(k_2 x - \omega_2 t + \pi)$ が存在する場合、一次オーダーの速度ポテンシャル ϕ_1 , 二次オーダーの速度ポテンシャルは次式となる。

$$\phi_1 = a_1 \frac{g \cosh k_1 (h+z)}{2 \sinh^2 k_1 h} \sin(k_1 x - \omega_1 t) + a_2 \frac{g \cosh k_2 (h+z)}{2 \sinh^2 k_2 h} \sin(k_2 x - \omega_2 t + \pi) \quad (1)$$

$$\phi_2 = B_{21} \frac{\cosh 2k_1 (h+z)}{\sinh^2 2k_1 h} \sin 2(k_1 x - \omega_1 t) + B_{22} \frac{\cosh 2k_2 (h+z)}{\sinh^2 2k_2 h} \sin 2(k_2 x - \omega_2 t + \pi) \\ + B_{23} \frac{\cosh(k_1 + k_2)(h+z)}{\sinh^2(k_1 + k_2)h} \sin((k_1 + k_2)x - \omega_1 t + \pi) + B_{24} \frac{\cosh(k_2 - k_1)(h+z)}{\sinh^2(k_2 - k_1)h} \sin((k_2 - k_1)x - \omega_1 t + \pi) \quad (2)$$

ここで a_1, a_2 は振幅, ω_1 は周波数, k_1, k_2 は波数, $B_{21}, B_{22}, B_{23}, B_{24}$ は浜田の理論によって与えられる係数である。着目する水粒子の速度は $(u, v) = (\frac{\partial \phi}{\partial x}, \frac{\partial \phi}{\partial z})$ で表わされ、水粒子の平均位置 $(\bar{x}, \bar{z})$ で u, v を一周期について平均すれば、開いた水路における質量輸送速度が得られる。

$$U_{mass} = a_1^2 \frac{g k_1 \cosh 2k_1 (h+z)}{2 \sinh^2 2k_1 h} + a_2^2 \frac{g k_2 \cosh 2k_2 (h+z)}{2 \sinh^2 2k_2 h} + B_{21}^2 \frac{g k_1 \cosh 4k_1 (h+z)}{6 \sinh^2 2k_1 h} + B_{22}^2 \frac{g k_2 \cosh 4k_2 (h+z)}{6 \sinh^2 2k_2 h} \\ + B_{23}^2 \frac{g (k_1 + k_2) \cosh 2(k_1 + k_2)(h+z)}{6 \sinh^2 (k_1 + k_2)h} + B_{24}^2 \frac{g (k_2 - k_1) \cosh 2(k_2 - k_1)(h+z)}{6 \sinh^2 (k_2 - k_1)h} \\ - \left\{ a_1 B_{21} \frac{g k_1 \cosh k_1 (h+z)}{2 \sinh^2 k_1 h \sinh^2 (k_1 - k_2)h} + a_2 B_{21} \frac{g (2k_1 + k_2) \cosh (2k_1 + k_2)(h+z)}{\sinh^2 k_1 h \sinh^2 2k_2 h} \right\} \cos \Delta k \bar{x} = P(\bar{z}) + Q(\bar{z}) \cos \Delta k \bar{x} \quad (3)$$

ここで $\Delta k = k_2 - 2k_1$ である。(3)式をみるとわかるように非定形波の U_{mass} は $\bar{x}$ 方向に一樣な成分 $P(\bar{z})$ と $\bar{x}$ 方向に変化する成分 $Q(\bar{z}) \cos \Delta k \bar{x}$ とから成っており、二次波峰発生間隔 $L_{ov} (=2\pi/\Delta k)$ で空間的に変動することになる。

3. 質量輸送速度の実用的算定方法 浜田の理論において 2 つの自由波の振幅 a_1, a_2 を与えると $B_{21}, B_{22}, B_{23}, B_{24}$ が決定され、これを(3)式に代入すれば U_{mass} が得られるが、浜田の理論の二次オーダーの水面波形の各振幅値は実験値と比較すると過大な値となる²⁾。そこで石田³⁾が KdV 方程式に基づく数値計算によって得た水面波形の各振幅値を実用的計算方法として用いることにする。次に実験水槽のように閉じた水路では戻り流れを考慮する必要があるか、理論的に決定することは困難であるので、全体的には $-P(\bar{z})$ の流れがあり L_{ov} 区間内では $Q(\bar{z})$ を相殺する流れがある場合の分布を求めることにする。 $Q(\bar{z})$ を相殺する流れとして、水面付近に強く発生する場合(I型分布)、中間部に強く発生する場合(II型分布)を仮定すると、各々の仮定に対して次式のようになる。

$$U_{mass, I} = Q(\bar{z}) - C_1 (h + \bar{z})(h - \bar{z}) \quad (4)$$

$$U_{mass, II} = Q(\bar{z}) - C_2 \bar{z}(h + \bar{z}) \quad (5)$$

(4)式, (5)式中の係数 C_1, C_2 を $\int_0^h U_{mass} dz = 0$ の条件より決定すると次式が得られる。

$$U_{mass, I} = - \left\{ a_1 B_{21} \frac{k_1 (k_2 - k_1)}{2 \sinh^2 k_1 h \sinh^2 (k_2 - k_1)h} \left\{ \cosh k_1 (h + \bar{z}) + \frac{3}{2k_1^2} (h + \bar{z})(h - \bar{z}) \frac{\sinh k_1 h}{h} \right\} \right. \\ \left. + a_2 B_{21} \frac{k_2 (2k_1 + k_2)}{\sinh^2 k_1 h \sinh^2 2k_2 h} \left\{ \cosh (2k_1 + k_2)(h + \bar{z}) + \frac{3}{2k_1^2} (h + \bar{z})(h - \bar{z}) \frac{\sinh (2k_1 + k_2)h}{(2k_1 + k_2)h} \right\} \right\} \cos \Delta k \bar{x} \quad (6)$$

$$U_{mass, II} = - \left\{ a_1 B_{21} \frac{k_1 (k_2 - k_1)}{2 \sinh^2 k_1 h \sinh^2 (k_2 - k_1)h} \left\{ \cosh k_1 (h + \bar{z}) + \frac{6\bar{z}}{k_1^2} (h + \bar{z}) \frac{\sinh k_1 h}{h} \right\} \right. \\ \left. + a_2 B_{21} \frac{k_2 (2k_1 + k_2)}{\sinh^2 k_1 h \sinh^2 2k_2 h} \left\{ \cosh (2k_1 + k_2)(h + \bar{z}) + \frac{6\bar{z}}{k_1^2} (h + \bar{z}) \frac{\sinh (2k_1 + k_2)h}{(2k_1 + k_2)h} \right\} \right\} \cos \Delta k \bar{x} \quad (7)$$

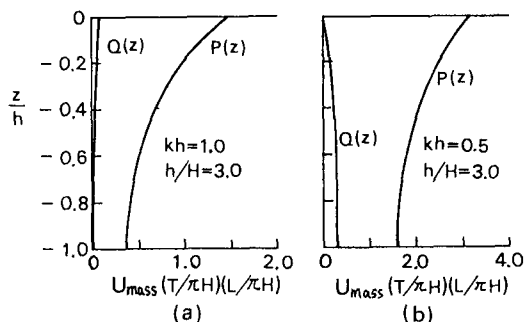


図 - 1

図-1は kh, h の値を変えて($h/H=3.0$ とする)計算した $P(z), Q(z)$ の分布を示したものである。 $kh=1.0$ の場合には $Q(z)$ は小さく、空間的変動が小さいが、 kh が小さくなるほど空間的変動が大きくなることかわかる。 $kh=0.35$ の場合について、I型分布とII型分布を示したのが図-2である。

4. 実験結果との比較 実験は全長26.4m, 幅60cm, 高さ1.2mの片面ガラス張りの水槽を用い、一端に造波装置、他端には消散のために1/10勾配で砕石を置いた。底面には約10cm厚で平均粒径 $d_{50}=0.019$ cmの砂を敷いた。 L_{ov} を4等分し、 $1/4 L_{ov} \sim L_{ov}$ の4点において長さ約1.0m, 直径5mmの鋼棒に過マンガン酸カリウムを接着剤で付着し、水槽に鉛直に設置した。設置10秒後および30秒後の染料の広がる様子を写真観測した。水深30cmおよび20cm(周期2.4秒, 波高7cm)の場合の L_{ov} , $1/2 L_{ov}$ における染料の広がり方を示したのが図-3である。図から、質量輸送速度は空間的に変化しており、特に底面付近の分布を見ると $x=L_{ov}$ と $x=1/2 L_{ov}$ とでその方向が逆であることがわかる。また図-2と比較すると、傾向としては $h=30$ cmの場合ではII型分布に近く、 $h=20$ cmの場合ではI型分布に近いといえる。I型分布とII型分布に対応して発生する循環流を模式的に示したのが図-4である。このような循環流は漂砂現象に大きな影響を与えられ、漂砂による海浜変形を考える上でも非線型浅水波の質量輸送速度は重要であると思われる。

5. 結語 非定形進行波における質量輸送速度を理論的に導くとともに、実用的な計算方法を提案した。閉じた水路における戻り流れを仮定すると、質量輸送速度が空間的に変動することになった。また実験的にも空間的に変動していることが確かめられた。ただし、戻り流れを一義的に決定することはできない。

最後に、本研究を進めるに当り助力を得た岸田潤三君(現 間組)に感謝の意を表します。

参考文献: 1) Hamada, T.; Report of Port and Harbour Tech. Res. (1965) 2) 石田 昭・広沢 遵・西垣嘉行; 第26回海岸工学講演会論文集 (1979) 3) 石田 昭・高橋直直・金沢和幸; 第27回海岸工学講演会論文集 (1980)

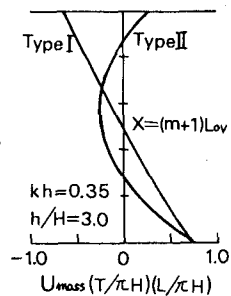


図 - 2

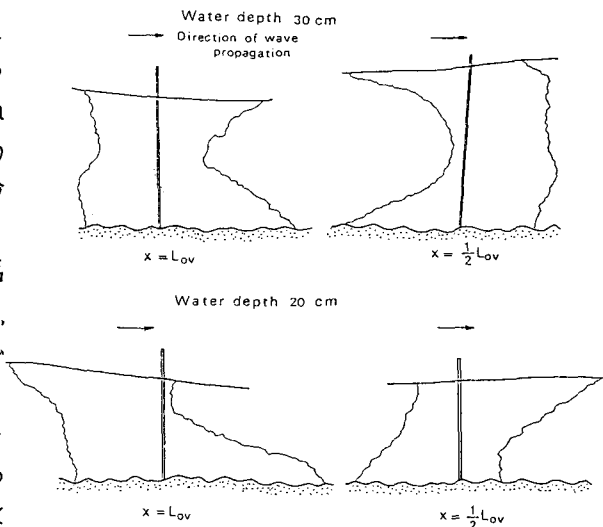


図 - 3

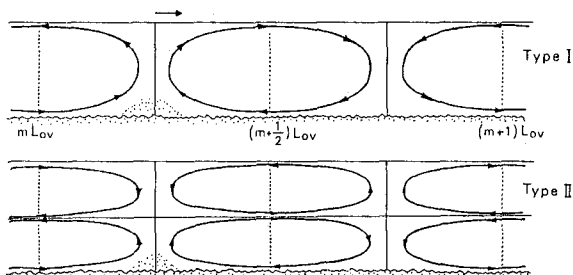


図 - 4